

4 Analyse des données

Les pions sont mesurés dans les deux spectromètres de l'expérience WA98. Il est possible d'étudier leur distribution en impulsion transverse et en rapidité. Dans notre étude nous nous sommes concentrés sur la construction des fonctions de corrélation des pions et des rapports du nombre de π^- sur π^+ en fonction de la masse transverse. Ces deux mesures donnent accès à la distribution des points d'émission des pions. Avant de montrer les résultats que nous avons obtenus, nous allons présenter les critères de sélection des données puis étudier, à travers la simulation des spectromètres, les conditions dans lesquelles les pions sont détectés.

4.1 Sélection des données

4.1.1 Sélection des événements

L'objectif de cette sélection est de ne conserver que les événements qui correspondent à une unique collision entre deux noyaux de plomb dans la fenêtre de centralité que nous souhaitons étudier. Il est alors nécessaire de rejeter les événements qui ont les caractéristiques suivantes :

- collisions multiples : plusieurs collisions se sont produites dans un intervalle de temps trop court pour être séparées.
- collisions hors cibles
- centralité : nous nous sommes concentré sur l'étude des collisions les plus centrales.

Certains événements doivent de plus être rejeter car un problème a été identifié dans un détecteur. Nous rejetons alors les événements pour lesquels une étincelles s'est produites dans une chambre à pad ainsi que ceux ou une erreur d'horloge est identifiée dans le compteur Cherenkov ou le détecteur de temps de vol du second bras.

4.1.1.1 Réjection des interactions multiples ou hors cible

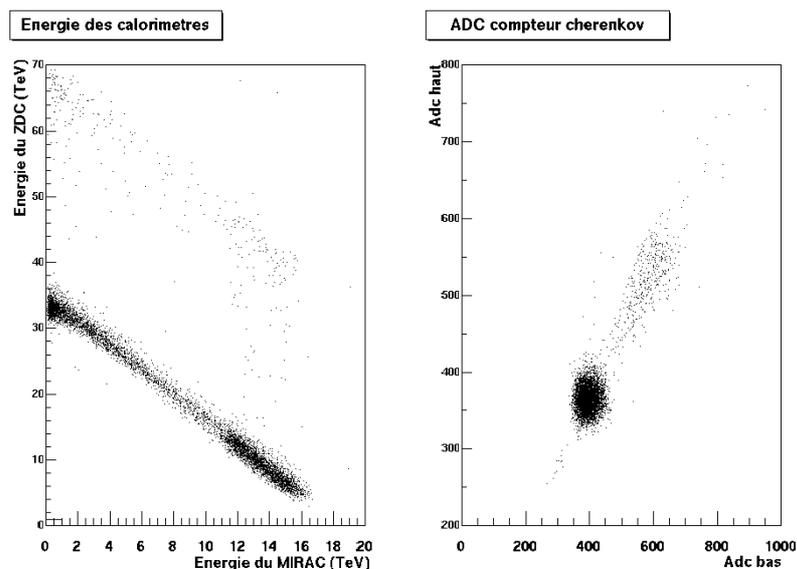


Figure 4.1 Méthode de réjection des interactions multiples dans la cible, à droite à l'aide des calorimètres et à gauche à l'aide du compteur Cherenkov

Compte tenu de l'épaisseur de la cible utilisée dans l'expérience WA98 et de l'intensité du faisceau du SPS, la probabilité que deux collisions soient enregistrées comme un même événement est non négligeable. La corrélation entre les énergies mesurées dans les calorimètres MIRAC et ZDC permet d'identifier ces événements et de les rejeter. Sur la partie gauche de la figure 4.1, on observe la présence de deux bandes distinctes : la plus marquée correspond aux événements avec une seule collision ; la seconde pour des énergies ZDC plus importante est due à un empilement de deux interactions. La somme des énergies mesurées dans les deux calorimètres doit en effet rester inférieure à l'énergie du faisceau qui est de 33 TeV. Pour identifier les interactions multiples, on peut aussi utiliser les valeurs ADC mesurées par le compteur Cherenkov. En effet, il détecte les ions qui le traversent sur une fenêtre de 100 ns. Sur la partie droite de la figure 4.1, les événements correspondant au passage d'un seul ion sont visibles autour de 400 coups ADC bas, et 350 ADC haut. Les dénominations "haut" et "bas" correspondent à la disposition géométrique des détecteurs. Ces deux méthodes donnent des résultats cohérents et permettent de rejeter efficacement les événements où plusieurs collisions se sont produites.

Un certain nombre d'interactions a lieu hors de la cible, soit avant, soit après. La boule de plastique couvre la région de la cible. Elle est séparée en deux hémisphères qui permettent de vérifier que la collision a bien eu lieu dans la cible. En effet, dans ce cas, l'énergie mesurée dans l'hémisphère avant doit être significativement supérieure à celle mesurée dans l'hémisphère arrière. La corrélation entre ces énergies est représentée sur la figure 4.2. Les interactions avant la cible correspondent aux cas où l'énergie mesurée dans les deux hémisphères est proche. Les événements rejetés correspondent à ceux situés au dessus de la droite matérialisée sur la figure 4.2.

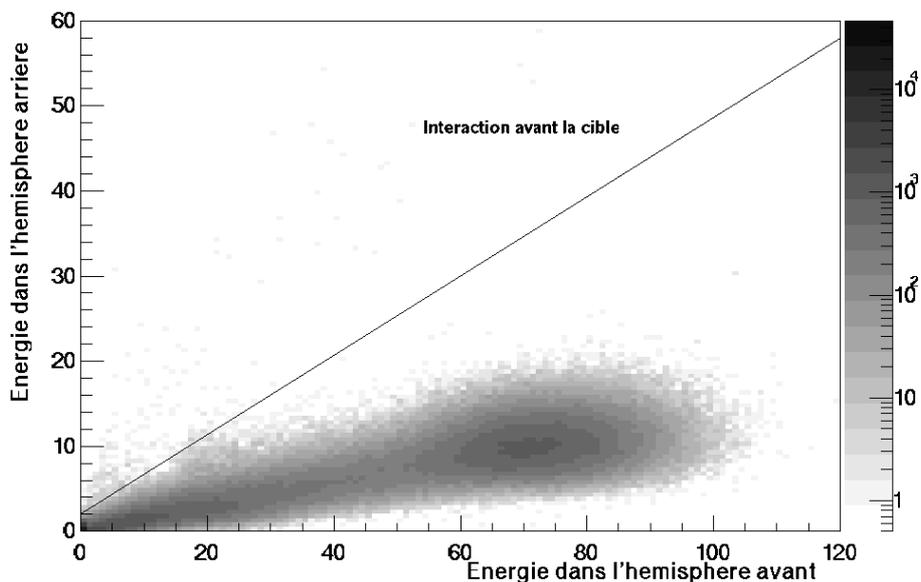


Figure 4.2 Réjection des collisions avant la cible : corrélation entre les énergies mesurées dans les hémisphères avant et arrière de la boule de plastique

Les interactions après la cible correspondent à celles où aucun signal n'a été déposé dans

la boule de plastique. Ces événements peuvent alors être aisément supprimés en rejetant ceux où aucun signal n'a été mesuré dans ce détecteur.

4.1.1.2 Étincelles dans le second bras

Lorsqu'une étincelle se produit dans une des chambres à avalanche multi-étage, elle entraîne une chute de tension sur les fils ce qui réduit le gain de la chambre et donc son efficacité. Cette chute de tension persiste pendant 500 millisecondes. Seuls les événements dont l'efficacité de détection est identique doivent être conservés. Le nombre de points reconstruits dans la première chambre à pads par rapport à celui mesuré dans la seconde est représenté sur la figure 4.3. Les événements pour lesquels ces deux nombres ne sont pas corrélés sont rejetés.

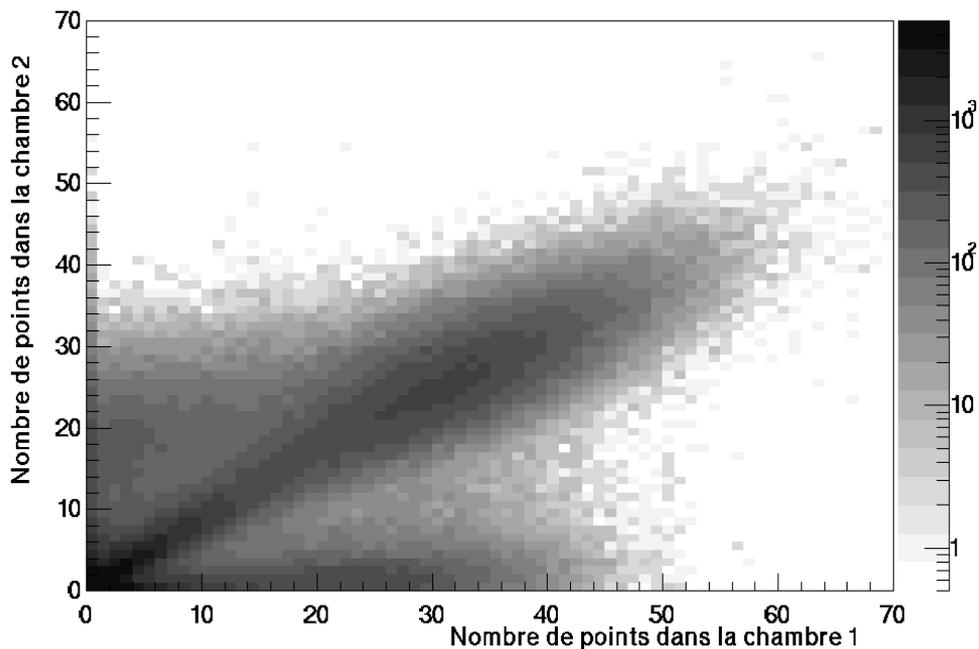


Figure 4.3 Étincelles dans les chambre à pad : corrélation entre le nombre de points dans la première chambre avec le nombre de points dans la seconde

4.1.1.3 Centralité

La centralité est définie à l'aide des deux calorimètres MIRAC et ZDC. La corrélation entre les deux mesures est représentée sur la figure 4.4. A l'aide de modèles, soit simples du type Glauber, soit plus compliqués en utilisant des générateurs d'événements tels Venus, la mesure de l'énergie transverse peut être convertie en paramètre d'impact, en pourcentage de section efficace, ou en nombre de nucléons participants [28]. Dans notre étude nous avons sélectionné les événements centraux correspondant à une énergie transverse minimum de 300 GeV. Ils correspondent à environ 12% de l'ensemble des événements mesurés lorsque le système de déclenchement introduit peu de biais, c'est-à-dire qu'il tente de sélectionner toutes les collisions. Le paramètre d'impact minimum ainsi sélectionné est de l'ordre de 4.5 fm.

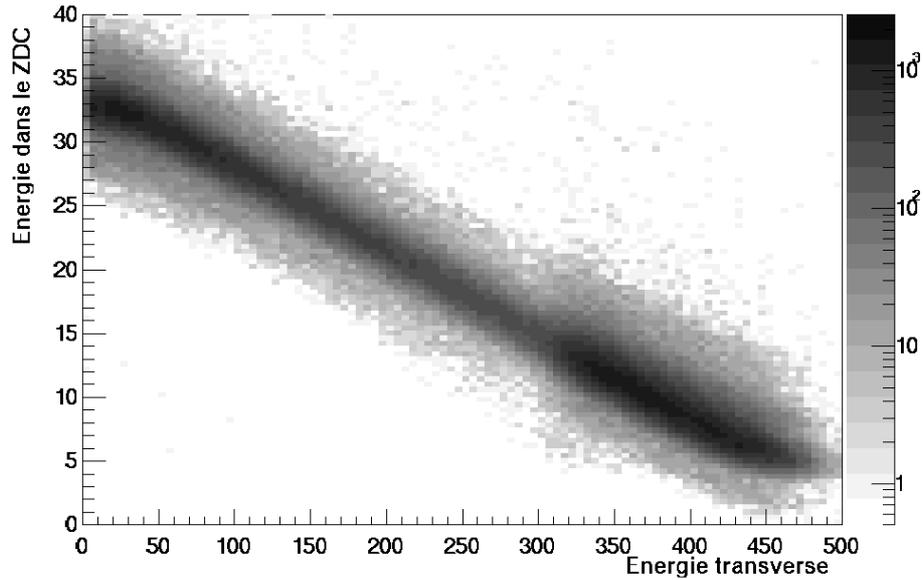


Figure 4.4 centralité : corrélation entre l'énergie mesurée à zéro degré et l'énergie transverse.

4.1.1.4 Bilan de la sélection des événements

L'effet de chacun des critères de sélection est visible dans le tableau 4.1. Il correspond aux coupures réalisées afin de compresser les données. Ces chiffres sont basés sur l'étude d'un run unique. Un grand nombre d'événements sont rejetés car ils ne présentent aucune trace dans les spectromètres. En effet, les données des spectromètres n'ont pas été écrites pour chaque événement car leur lecture est plus lente que celles des autres détecteurs.

<i>Coupure</i>	<i>Nombre d'événements restant après coupure</i>	<i>Fraction du nombre d'événements restant</i>
Aucune	7014	100.00%
Une seule interaction	6518	92.93%
compteur cherenkov en bon fonctionnement	6752	96.26%
Au moins une trace dans un des spectromètres	1302	18.56%
Toutes	1199	17.09%

Table 4.1 Sélection des événements pour la compression

Le tableau 4.4 correspond aux coupures nécessaires à l'analyse physique. Certaines coupures déjà utilisées pour la compression sont affinées c'est en particulier le cas pour le compteur Cherenkov. La seconde coupure sur cette variable ne supprime cependant que très peu d'événements.

<i>Coupure</i>	<i>Nombre d'événements restant après coupure</i>	<i>Fraction du nombre d'événements restant</i>
Aucune	471,223	100.0%
Interaction dans la cible	459,004	97.4%
Compteur Cherenkov en bon fonctionnement	468,583	99.4%
Événements centraux	251,428	53.4%
Au moins une trace, bras 1	421,946	89.5%
Toutes, bras 1	240,670	51.1%
TOF bras 2 en bon fonctionnement	413,301	87.7%
Pas d'étincelle, bras 2	353,257	75.0%
Au moins une trace, bras 2	396,671	84.2%
Toutes, bras 2	128,199	27.2%

Table 4.2 Sélection des événements pour l'analyse des données

Pour notre analyse des données de l'automne 1996, nous disposons alors de 240670 événements centraux dans le premier bras et 128199 dans le second.

4.1.2 Reconstruction et identification des traces

Les deux spectromètres des particules chargées fonctionnent de la même manière. Les trajectoires des particules sont reconstruites dans des détecteurs gazeux et leur identification est réalisée dans des détecteurs de temps de vol. Les méthodes de sélection des particules dans les deux bras sont très similaires. Afin d'insister sur les points de convergence et de divergence des deux bras nous allons présenter ensemble les critères de sélection que nous avons utilisés pour les deux spectromètres.

4.1.2.1 Identification

Les détecteurs de temps de vol sont utilisés dans les deux bras de trajectographie pour séparer les pions, des kaons et des protons. Pour identifier les particules, ce temps doit être associé à l'impulsion qui est extraite à partir de la reconstruction des trajectoires. La masse peut être calculée à partir du temps de vol et de l'impulsion des particules. Cette méthode a été employée pour le premier bras. La masse au carré reconstruite est représentée sur la figure 4.5 en fonction de l'impulsion totale des particules. Sur la partie gauche, on constate la présence de trois bandes qui correspondent aux pions, kaons et antiprotons. Les pions et les kaons commencent à être inséparables autour d'une impulsion totale de 3.5 GeV/c. Les antiprotons sont toujours bien séparés des autres types de particules. Sur la partie droite de la figure, la masse au carré dans la zone des pions est représentée. On constate la présence de deux contributions : l'une située dans la zone où la masse au carré est de l'ordre de 200 MeV² qui correspond aux pions, et l'autre lorsque la masse est nulle. Les électrons provenant de la désintégration des π^0 constituent cette seconde contribution. En effet ces pions se désintègrent majoritairement en deux photons dont une fraction (de l'ordre de

10%) se convertit en une paire $e^+ e^-$. Ces particules sont aisément identifiées à partir de la mesure de masse au carré et peuvent ainsi être rejetées.

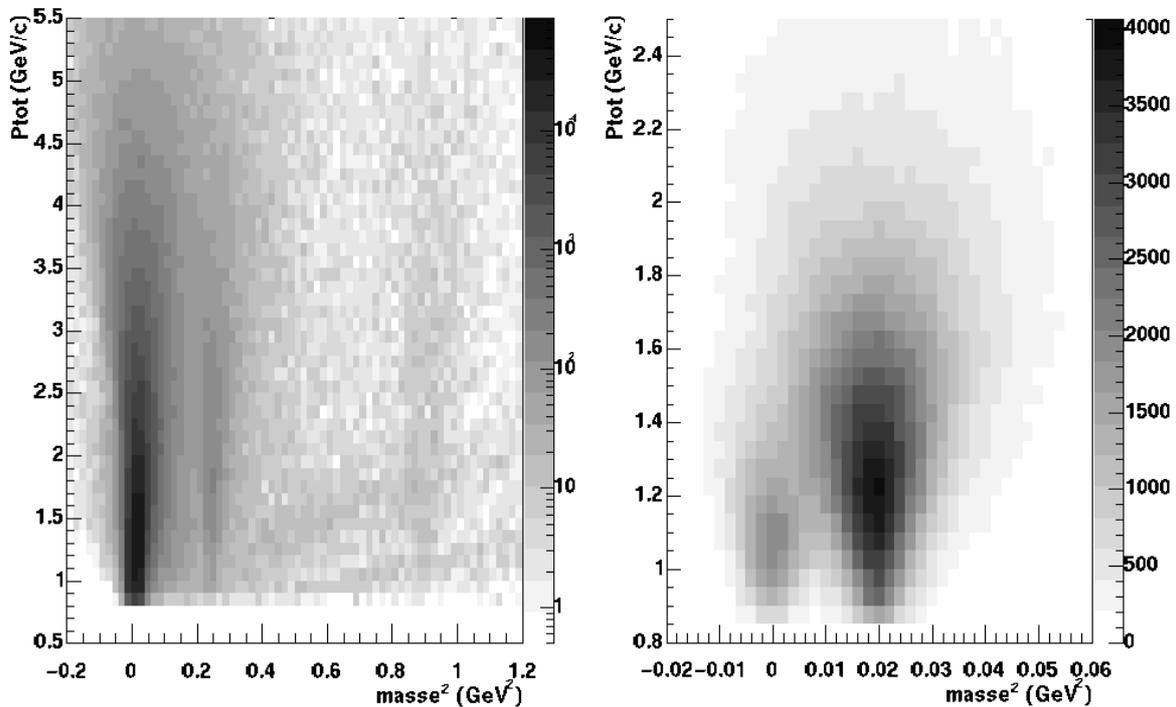


Figure 4.5 Identification bras 1 : masse au carré en fonction de l'impulsion totale. La figure de droite est un agrandissement autour de la masse des pions.

Le temps de vol de chaque particule peut être estimé en connaissant son impulsion et en faisant une hypothèse sur la valeur de sa masse. La formule suivante permet de calculer le temps de vol attendu pour un type donné de particules :

$$t_{\text{attendu}} = \frac{L}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{m_0 c}{p}\right)^2}$$

avec L la distance parcourue entre la cible et le détecteur, m_0 la masse supposée de la particule et p son impulsion.

Cette méthode est utilisée pour identifier les particules dans le second bras de trajectographie. Elle est illustrée sur la figure 4.6. Les pions se trouvent autour de la différence de temps égale à zero. Les kaons et les protons forment les deux bandes qui convergent vers zero lorsque l'impulsion devient grande. Les kaons sont masqués par les pions à partir d'une impulsion totale de 3 GeV/c, alors que les protons le sont à partir de 8 GeV/c. Les pions sont sélectionnés s'ils sont suffisamment éloignés de la bande des kaons. Nous avons conservé l'ensemble des cas où la différence de temps est négative car aucune autre particule ne devrait contribuer dans cette zone. Les électrons ne peuvent être identifiés car leur impulsion est plus importante que dans le premier bras ce qui rend leur temps de vol très peu différent de celui des pions.

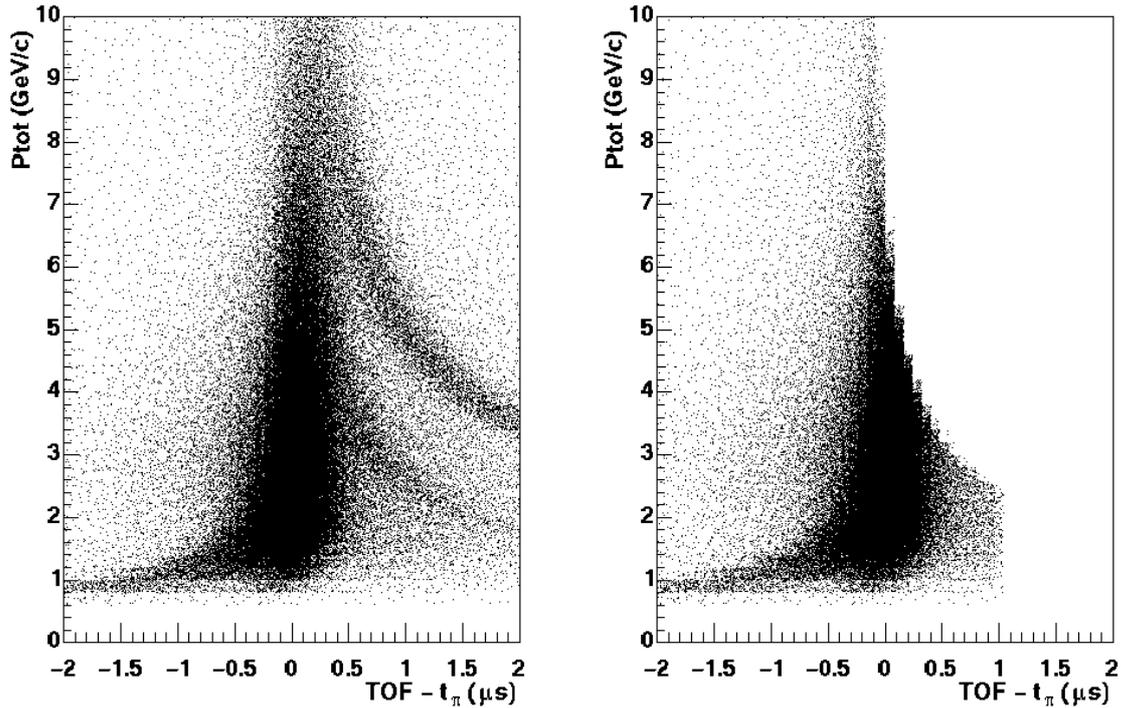


Figure 4.6 Identification des pions dans le second bras : temps de vol mesuré soustrait au temps de vol calculé en supposant la masse du pion. A gauche : toutes les particules. A droite : les pions sélectionnés

4.1.2.2 Reconstruction des trajectoires

4.1.2.2.1 Critères de sélection

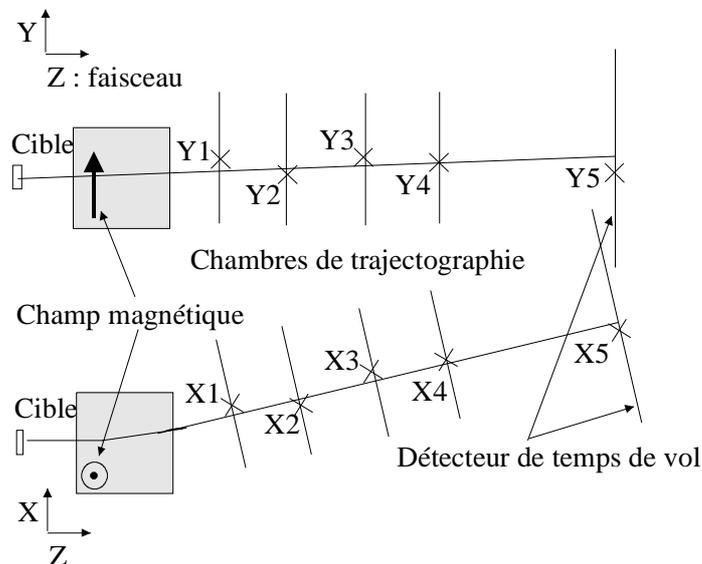


Figure 4.7 Schéma de principe de la reconstruction d'une trace dans le second bras

Les critères de sélection des traces sont identiques entre les deux bras à l'exception de la méthode de réjection des traces "satellites" développée au paragraphe 4.1.2.2.2. Le schéma de principe de la reconstruction d'une trace dans le second bras de trajectographie est

représenté sur la figure 4.7.

Dans le second bras une trace est construite avec au plus quatre points mesurés dans les chambres de trajectographie. Un point dans le détecteur de temps de vol doit lui être associé. La trace est aussi projetée sur la cible afin de contrôler sa provenance. En effet la plupart des traces construites à partir de points créés par des particules différentes ne pointent pas sur la cible. Pour la reconstruction des traces dans le premier bras les mêmes contraintes sont appliquées. La seule différence provient du fait que six points de mesure des trajectoires sont disponibles au lieu de quatre. Dans les deux bras, les critères suivants permettent de sélectionner les traces :

1. Nombre de points utilisés pour construire une trace. Les traces sont sélectionnées lorsqu'elles sont construites avec au moins 4 points dans le premier bras et 3 dans le second. Dans le premier bras, l'efficacité des MSACs est de l'ordre de 60% ce qui implique que la probabilité qu'une trace soit formée d'au moins 4 points est de 54%. Dans le second bras l'efficacité des détecteurs est de l'ordre de 90% ; 95% des traces sont alors construites avec au moins 3 points.
2. Précision de la projection des traces sur la cible. La distance minimale entre la droite reconstruite et le centre de la cible est calculée. Nous avons utilisé la valeur de cette distance évaluée selon l'axe y qui est parallèle au champ magnétique et perpendiculaire au faisceau. Dans cette direction, la largeur de la cible est de 3 cm. Nous avons alors conservé les traces qui pointent à moins de 2 cm du centre de la cible. Il est aussi possible d'obtenir les distances minimales entre la trajectoire et la cible en x (axe du champ magnétique) et z (axe du faisceau). Nous n'avons toutefois pas utilisé ces variables pour sélectionner les traces. En effet, la première est fortement affectée par la déviation des particules par le champ magnétique. La seconde est imprécise car les particules mesurées s'écartent peu du plan (y,z).
3. La qualité des traces est aussi estimée à partir du calcul des χ^2 réduits :

$$\chi_x^2 = \left(\sum_N \left(\frac{xm_i - xp_i}{\sigma x_i} \right)^2 \right) / (N - 2) \quad \text{et} \quad \chi_y^2 = \left(\sum_N \left(\frac{ym_i - yp_i}{\sigma y_i} \right)^2 \right) / (N - 2)$$

avec N le nombre de points utilisés, (xm_i, ym_i) les positions mesurées dans la chambre i, (xp_i, yp_i) le point d'intersection de la trajectoire avec le plan du détecteur i et $\sigma x_i, \sigma y_i$ les erreurs estimées. Cette estimation prend en compte la résolution des détecteurs et l'erreur introduite par la diffusion coulombienne multiple.

4. Association avec un point mesuré dans le détecteur de temps vol. L'intersection entre une trace reconstruite et le plan du détecteur de temps de vol permet de définir un point d'impact. Il est associé avec le plus proche point mesuré dans ce détecteur. La distance entre ces deux points est utilisée comme critère de validation de l'association.

4.1.2.2.2 Trace "satellite"

Lorsqu'une particule traverse une chambre du premier bras de trajectographie, elle a tendance à créer plusieurs points. Cet effet est imputé soit à la création d'électrons de grande énergie par ionisation du gaz à une certaine distance du point de passage de la

particule, soit à une aberration optique. La première explication est peu crédible car ce phénomène n'a pas été constaté dans les chambres à pads qui fonctionnent sur le même principe que les MSACs. En revanche, les aberrations optiques peuvent expliquer de façon satisfaisante la formation de traces satellites. Elles sont causées par des reflets sur les fenêtres de sortie du détecteur ou sur les miroirs ou bien sur les lentilles d'entrée des cameras CCD, qui entraînent la formation de halos de lumière autour des points de passage des particules dans chaque chambre. Une seule particule peut donc générer plusieurs points proches l'un de l'autre qui peuvent être utilisés pour construire plusieurs traces. Ces traces additionnelles sont très gênantes car elles ont des caractéristiques très proches de leur trace mère. Pour supprimer cet effet, on élimine les traces de moins bonne qualité (selon les critères définis en 4.1.2.2.1) situées à moins de 2 cm d'une trace de meilleure qualité dans chacune des chambres de trajectographie.

4.1.2.2.3 Bilan de la sélection des traces

Le tableau 4.3 résume les coupures que nous avons utilisées ainsi que la fraction de traces qu'elles éliminent. Beaucoup de traces du premier bras sont rejetées. En effet, le programme de reconstruction du premier bras a été conçu pour ne rejeter qu'un minimum de traces afin de laisser plus de flexibilité lors de la sélection après reconstruction. En particulier, plusieurs trajectoires du premier bras peuvent être construites à partir des mêmes points mesurés dans les MSACs ou dans le détecteur de temps de vol. La coupure de proximité qui permet d'éviter les traces satellites rejette un nombre très important de traces.

En revanche, le programme de reconstruction des traces du second bras ne conserve que peu de traces. Lors de notre sélection des traces reconstruites nous sommes alors amenés à rejeter peu de traces car les plus mauvaises ont déjà été éliminées.

Dans notre analyse des traces reconstruites, nous rejetons ainsi moins de la moitié des traces du second bras alors que nous en éliminons plus de 90% dans le premier bras.

<i>Coupures</i>	<i>Nombre de traces après coupure, bras 1</i>	<i>Fraction de trace après coupure, bras 1</i>	<i>Nombre de traces après coupure, bras 2</i>	<i>Fraction de trace après coupure, bras 2</i>
Aucune	14,330,530	100.0%	1,941,068	100.0%
χ^2	12,446,200	86.2%	1,650,148	85.0%
Projection cible	8,684,931	60.7%	1,775,330	91.5%
Trace satellite	1,470,900	10.3%	–	–
Association trace –TOF	13,899,617	97.2%	1,910,715	98.4%
Pion identifié	10,441,050	72.9%	1,433,989	73.8%
Toutes	885,487	6.2%	1,145,885	59.0%

Table 4.3 Sélection des traces dans les deux spectromètres de WA98

Après cette sélection, nous observons 3.7 pions par événement dans le premier bras et

9.5 dans le second. L'acceptance des spectromètres est représentée sur la figure 4.8. Le signe de l'impulsion transverse est donné par la direction de la composante perpendiculaire à l'axe du faisceau et au champ magnétique. Elle est positive lorsqu'elle pointe en direction du second bras. L'impulsion transverse et la rapidité sont fortement corrélées ce qui complique la construction des spectres dN/dm_T et dN/dY . Dans notre étude, nous nous sommes contentés d'étudier des rapports de distributions qui ne souffrent pas de ce problème.

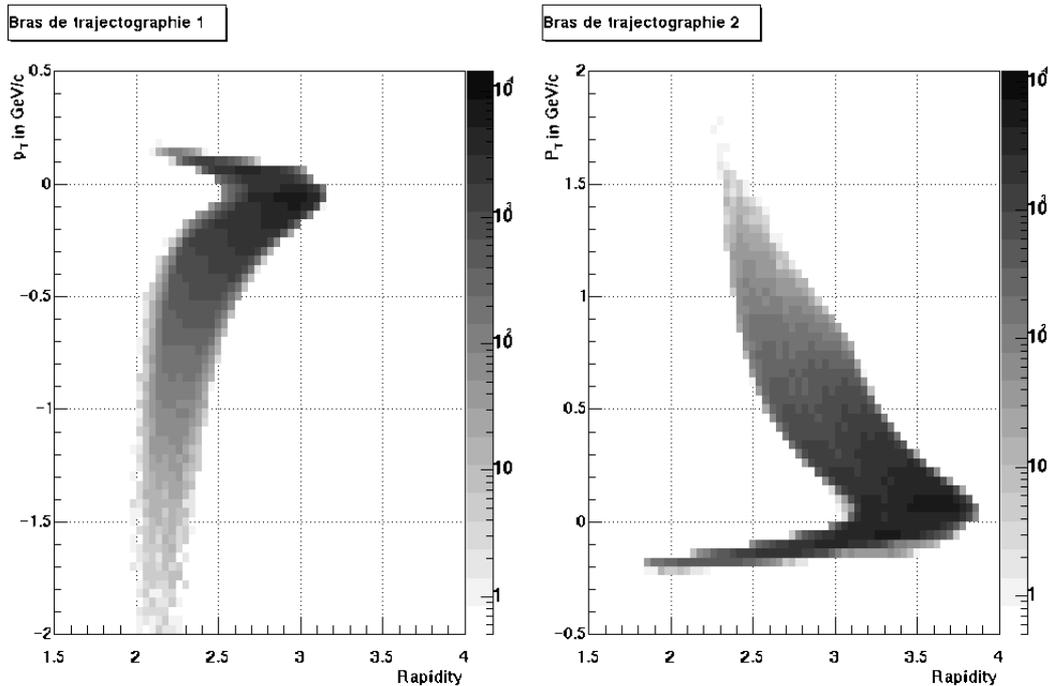


Figure 4.8 Acceptance des pions reconstruits dans les deux bras

4.2 Évaluation de la qualité des mesures

4.2.1 Simulation de la réponse des détecteurs

Pour tirer des conclusions à partir des mesures, les effets de détection doivent être étudiés. Afin de prendre en considération la majorité de ces effets, une simulation détaillée de l'ensemble de l'expérience WA98 a été élaborée. Elle est basée sur le logiciel GEANT [35] qui décrit le déplacement des particules à travers différents matériaux. Il prend en compte les interactions des particules avec le milieu qu'elles traversent ainsi que leur désintégration par interaction faible. Dans la simulation de l'expérience WA98, les phénomènes suivants ont un impact sur les mesures :

- Absorption des particules : des processus de collision atomique (perte d'énergie par ionisation) ou plus rarement nucléaire conduisent à l'absorption des particules.
- Désintégration des résonances : elles concernent les désintégrations de l'ensemble des hadrons à l'exception des protons, des antiprotons et des neutrons. En particulier, il est important de prendre en compte la désintégration des baryons étranges et des K_s^0 , ainsi

que les désintégrations des kaons et des pions chargés en muons. L'émission de photons de haute énergie à partir des π^0 est un phénomène important car il conduit à la création d'électrons et de positrons.

- Création de paire électron–positron à partir d'un photon et Bremstrahlung des électrons et positrons. Ces deux phénomènes entraînent la création d'électrons et de positrons qui peuvent être identifiés comme des pions. Les π^0 sont la source principale de photons.
- Diffusion coulombienne multiple : elle entraîne des modifications aléatoires des trajectoires des particules et constitue donc une source importante d'erreur dans la reconstruction de l'impulsion. Elle peut aussi poser des problèmes d'association entre les points des traces.

Le logiciel GEANT permet de simuler le transport des particules du point de collision, jusqu'aux détecteurs. Il reste ensuite à simuler leur réponse au passage d'une particule. La résolution en position et l'efficacité de tous les détecteurs sont prises en compte. L'erreur sur la mesure de temps de vol est aussi incluse. Dans le premier bras, une simulation des traces satellites est réalisée.

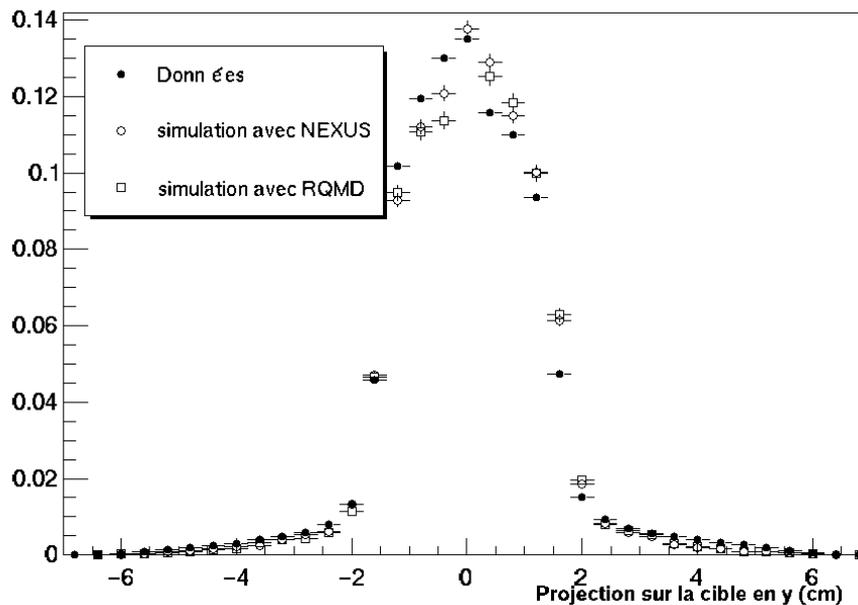


Figure 4.9 Comparaison des données et des simulations : projection sur la cible en y

Une fois tous les phénomènes de transport des particules et de réponse des détecteurs pris en compte, les particules simulées sont reconstruites et identifiées. Les mêmes programmes de reconstruction et d'identification que ceux utilisés pour les données sont employés. Les mêmes critères de sélection sont aussi appliqués. Afin de vérifier l'adéquation des simulations avec les données, nous avons comparé les distributions des différentes variables utilisées pour sélectionner les particules. Les comparaisons réalisées sur les variables du second bras sont représentées sur les figures 4.9, 4.10, 4.11 et 4.12.

L'aire de chaque histogramme est normalisée afin de permettre la comparaison de la forme des courbes. La réponse des détecteurs doit être étudiée dans des conditions proches de l'expérience. Il est nécessaire d'utiliser des événements dont les caractéristiques sont compatibles avec les mesures. Nous avons alors utilisé les modèles NEXUS et RQMD en tant que générateurs d'événements.

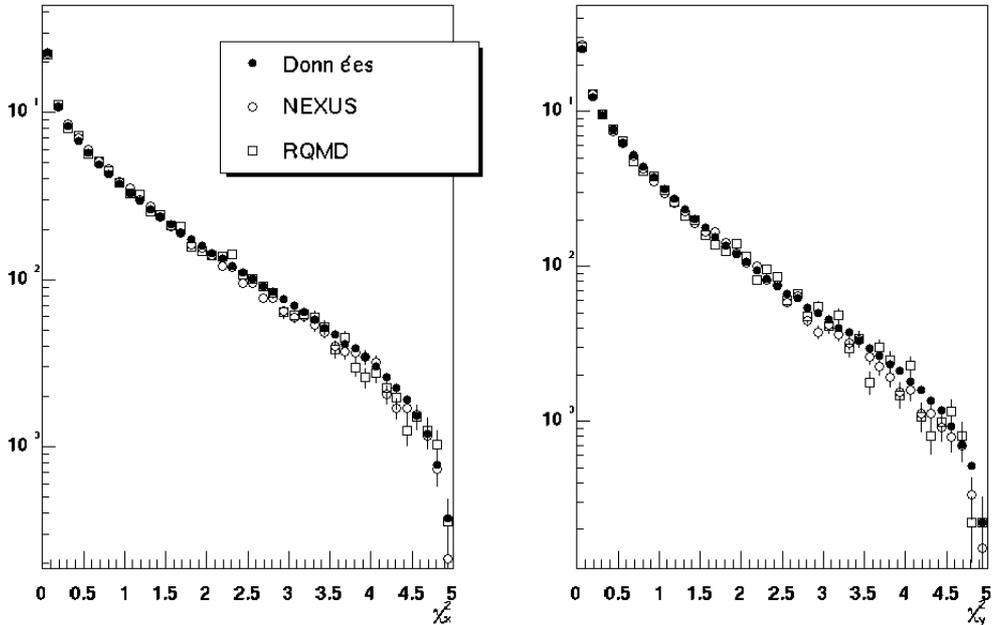


Figure 4.10 Comparaison des données et des simulations : χ^2

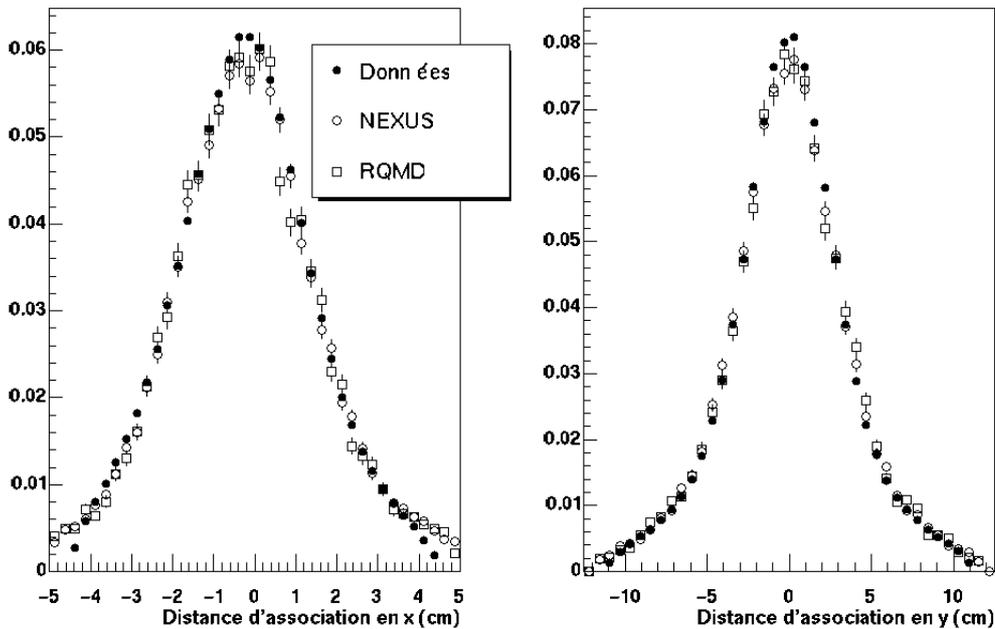


Figure 4.11 Comparaison des données et des simulations : Distance d'association trace-TOF

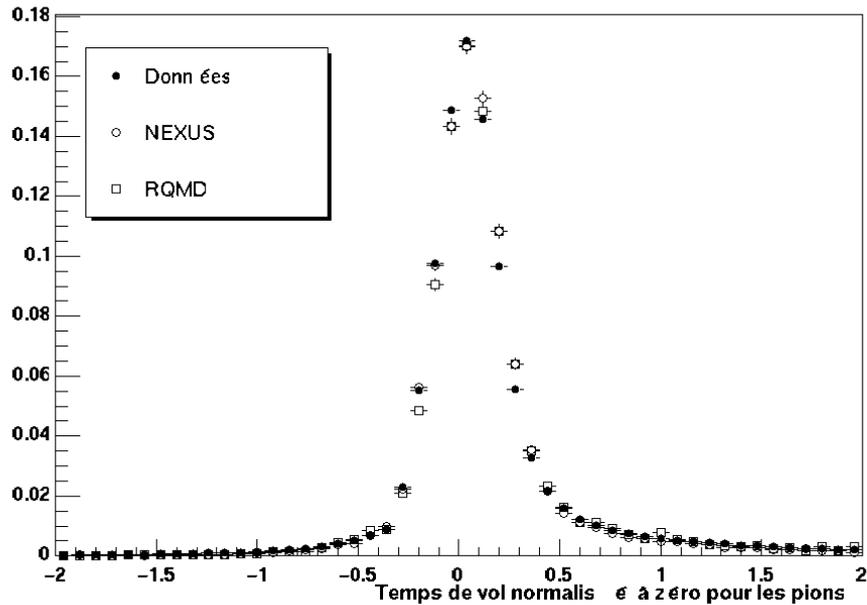


Figure 4.12 Comparaison des données et des simulations : temps de vol

Les résultats des mesures et des simulations sont en bon accord, en particulier en ce qui concerne les χ^2 , le temps de vol et la distance d'association en y. Dans les données, la distance d'association maximum en x est égale à 4.5 cm. Elle est plus importante dans les simulations et elle s'annule progressivement alors que dans les données elle décroît rapidement vers zéro. La projection sur la cible selon Y présente aussi des différences entre les simulations et les données. Cependant, la largeur de la cible est la même dans les deux cas. La sélection sera équivalente.

Ces simulations peuvent être utilisées de deux manières différentes : pour évaluer la qualité des mesures et pour comparer directement les résultats expérimentaux aux prédictions des modèles. Nous allons maintenant étudier la résolution en impulsion des spectromètres puis nous intéresser à la qualité de l'identification.

4.2.2 Résolution en impulsion

La résolution en impulsion est déterminée en comparant la quantité de mouvement initiale à celle qui est reconstruite. L'erreur moyenne effectuée sur la mesure de l'impulsion des pions en fonction de leur impulsion initiale est représentée sur la figure 4.13. Les processus qui induisent cette erreur sur la mesure de l'impulsion sont la diffusion coulombienne multiple, l'erreur dans la reconstruction des positions dans les chambres, la mauvaise association de certains points d'une trace et la désintégration des pions en muons.

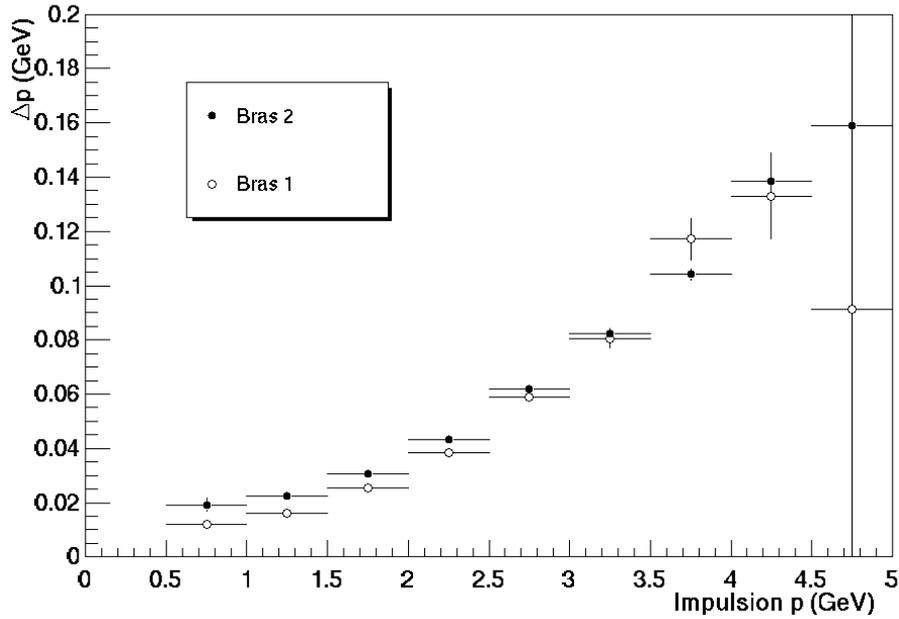


Figure 4.13 Résolution en impulsion

4.2.3 Pureté des pions

Les mesures que nous avons réalisées doivent pouvoir être interprétées en terme de pions primaires, c'est-à-dire de pions issus de la collision. Les particules identifiées comme des pions qui ne proviennent pas de la collision constituent une source de bruit. Elles dégradent les mesures. Principalement, quatre sources de contamination des pions primaires sont présentes : les électrons ou positrons identifiés comme des pions à cause de leur temps de vol similaire, les pions issus de la désintégration des baryons étranges et des K^0 et la désintégration des kaons chargés en pions ou en muons. Les baryons étranges et les K_s^0 parcourent en moyenne quelques dizaines de centimètres avant de se désintégrer. Cependant, cette distance est insuffisante pour qu'ils puissent être efficacement rejetés. Dans le tableau 4.4, nous avons indiqué les contributions relatives des différentes sources de pions. Ces valeurs sont des moyennes entre les valeurs extraites des simulations à partir des deux modèles NEXUS et RQMD. Les pions positifs reconstruits dans le bras 1 et négatifs dans le bras 2 correspondent aux cas où le champ magnétique est inversé par rapport à sa direction habituelle. Les désintégrations des baryons étranges et des K_s^0 constituent deux sources de pions importantes. La différence entre le nombre de π^- et de π^+ issus de baryons étranges sera expliquée au paragraphe 4.4.2. Les électrons et les positrons contribuent à un degré moindre dans le premier bras où ils peuvent souvent être identifiés. Par contre dans le second bras, un peu moins de 10% d'entre eux sont identifiés comme des pions. Les protons (qui apparaissent dans la ligne "Autres") et kaons identifiés comme des pions contaminent aussi les pions à hauteur de 5% dans le second spectromètre.

	π^- bras 1	π^+ bras 1	π^- bras 2	π^+ bras 2
Pions primaires	76.0%	81.2%	67.4%	70.7%
e^-, e^+	3.7%	4.0%	8.9%	9.3%
Baryons (anti-) étranges	10.8%	4.1%	10.9%	4.8%
K_s^0	8.4%	9.4%	8.6%	9.5%
K^+, K^-	0.5%	1.0%	2.2%	3.6%
Autres	0.6%	0.3%	2.0%	2.1%

Table 4.4 Contribution des différentes sources de particules identifiées comme des pions

A l'aide des simulations que nous venons de présenter nous pouvons estimer la qualité des mesures que nous avons réalisées. Nous allons détailler dans les paragraphes 4.3 et 4.4, les mesures que nous avons effectuées.

4.3 Fonctions de corrélation

4.3.1 Les fonctions de corrélation dans WA98

La relativement grande acceptance des bras de trajectographie de WA98 laissait presager qu'il serait possible d'étudier des fonctions de corrélation de particules non-identiques. Nous avons indiqué au paragraphe 2.2.2 que les particules sont corrélées lorsqu'elles restent à proximité l'une de l'autre pendant un temps suffisamment long pour interagir de manière significative. Il est nécessaire que leurs vitesses soient proches l'une de l'autre. Or, les spectromètres de WA98 sélectionnent des particules d'impulsion proche mais pas nécessairement de vitesse proche. Dans un même bras, il est impossible de mesurer les paires π -K et π -proton avec une vitesse relative suffisamment petite. Les seules paires dont la corrélation pourrait être étudiée sont les couples $\pi^+-\pi^-$, K^+-K^- , π^- -proton. Le nombre d'événements disponible n'est pas suffisant pour étudier les deux dernières paires. Nous allons présenter dans le paragraphe suivant notre étude du couple $\pi^+-\pi^-$.

Les fonctions de corrélation des pions identiques peuvent aussi être construites. Les résultats obtenus dans le premier bras de trajectographie sont exposés en [36]. Ces fonctions de corrélation sont sensibles à la distance relative entre les pions au moment de leur création. La fonction de corrélation des pions identiques est dominée par deux effets : la statistique quantique et l'interaction coulombienne. Dans le cadre de notre étude nous allons nous limiter à l'étude du couple $\pi^+-\pi^-$ qui est principalement sensible à l'interaction coulombienne.

4.3.2 La fonction de corrélation $\pi^+-\pi^-$

La construction de la fonction de corrélation $\pi^+-\pi^-$ nécessite de combiner des pions mesurés dans chacun des deux bras. La fonction de corrélation extraite de notre analyse est représentée sur la figure 4.14. Elle présente une augmentation à faible impulsion relative due essentiellement à l'attraction coulombienne entre les pions. La hauteur atteinte par la fonction de corrélation à faible Q invariant dépend de la taille de la source mais aussi de la fraction de paires de pions primaires utilisées pour la construire. Pour comparer les données

aux prédictions des modèles, il est nécessaire d'évaluer cette fraction ainsi que la résolution en Q invariant.

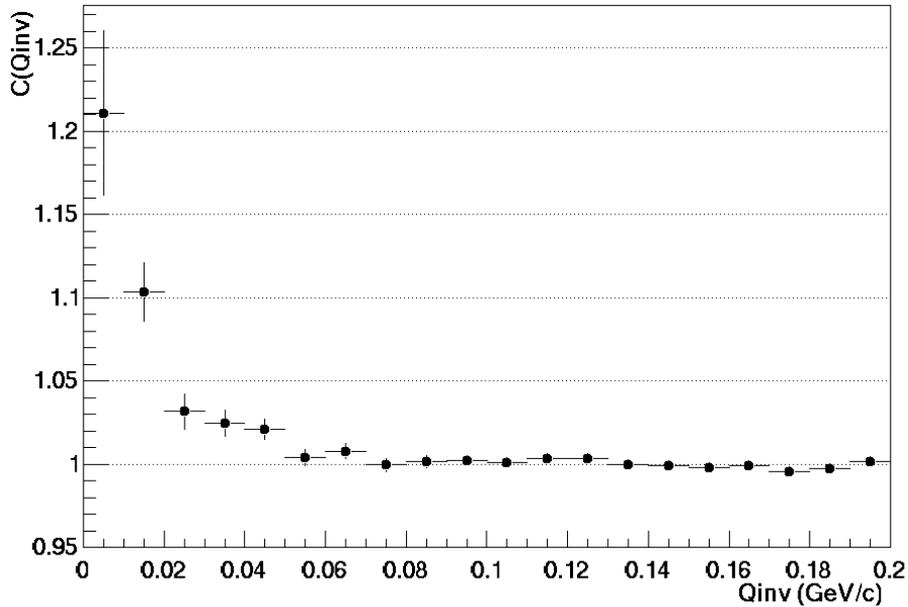


Figure 4.14 Fonction de corrélation $\pi^+ - \pi^-$.

4.3.3 Influence du système de détection sur les fonctions de corrélation

Dans le chapitre suivant nous allons comparer la fonction de corrélation mesurée à celle calculées à partir des modèles. Pour effectuer cette comparaison il est nécessaire de considérer les phénomènes de détection qui affectent la fonction de corrélation. Il existe principalement deux phénomènes qui modifient la fonction de corrélation : la résolution en impulsion et la contamination des pions primaires.

La résolution en impulsion introduit une incertitude sur la mesure de l'impulsion relative. La fonction de corrélation mesurée est une convolution de la fonction de corrélation réelle et d'une gaussienne dont la largeur est l'erreur moyenne sur Q invariant. La résolution en impulsion relative est estimée à l'aide des simulations. Elle est représentée sur la figure 4.15. L'erreur moyenne est interpolée pour $0 < Q_{inv} < 100$ MeV par une droite d'équation : $\Delta Q_{inv} = 3.55 \text{ MeV} + 0.0175 Q_{inv} (\text{MeV})$.

Respectivement 75.1% et 70.7% des particules identifiées comme des pions dans le bras 1 et le bras 2, sont effectivement des particules de ce type issues de la collision. La fraction de paires $\pi^- - \pi^+$ construites avec des pions primaires est alors égale à 53.0%. La figure 4.16 démontre que cette fraction est dépendante de Q invariant. Toutes les paires construites avec au moins un pion non issu de la collision ne sont pas corrélées. Elles réduisent l'amplitude de la corrélation de manière importante.

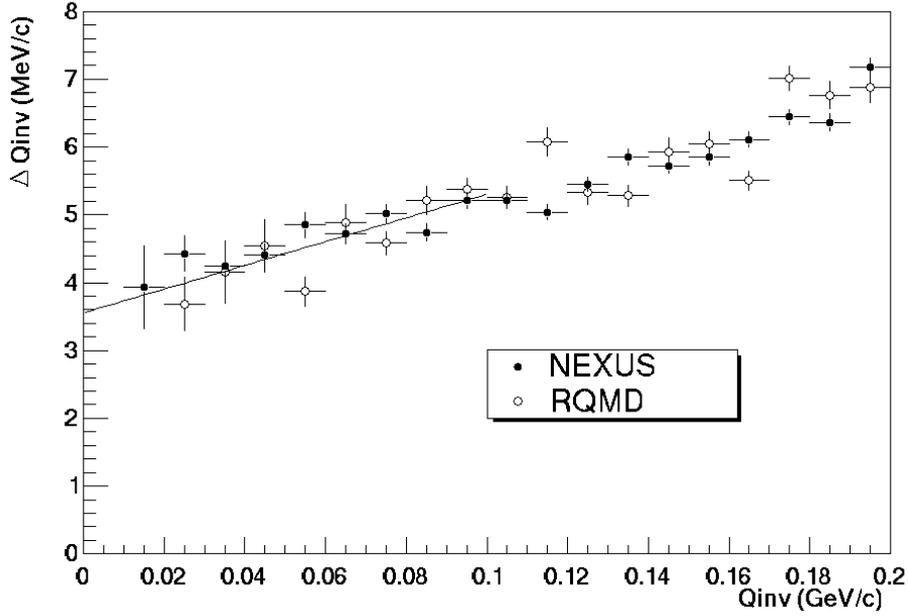


Figure 4.15 Résolution en Q invariant pour le couple $\pi^+\pi^-$.

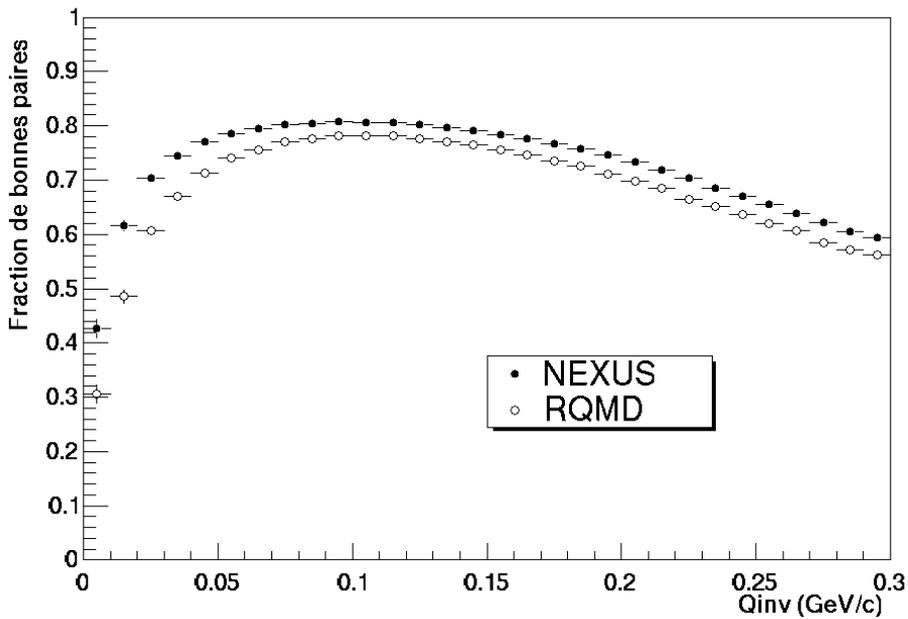


Figure 4.16 Fraction de paires $\pi^+\pi^-$ construites avec des pions primaires en fonction de Q invariant

Sur la figure 4.17, nous avons corrigé la fonction de corrélation expérimentale en prenant en compte la fraction de paires de pions primaires. Les barres d'erreurs ne comprennent que les erreurs statistiques. Les erreurs systématiques correspondent à l'aire grisée. La borne inférieure de ces erreurs est obtenue à partir de NEXUS et la borne supérieure à partir de RQMD.

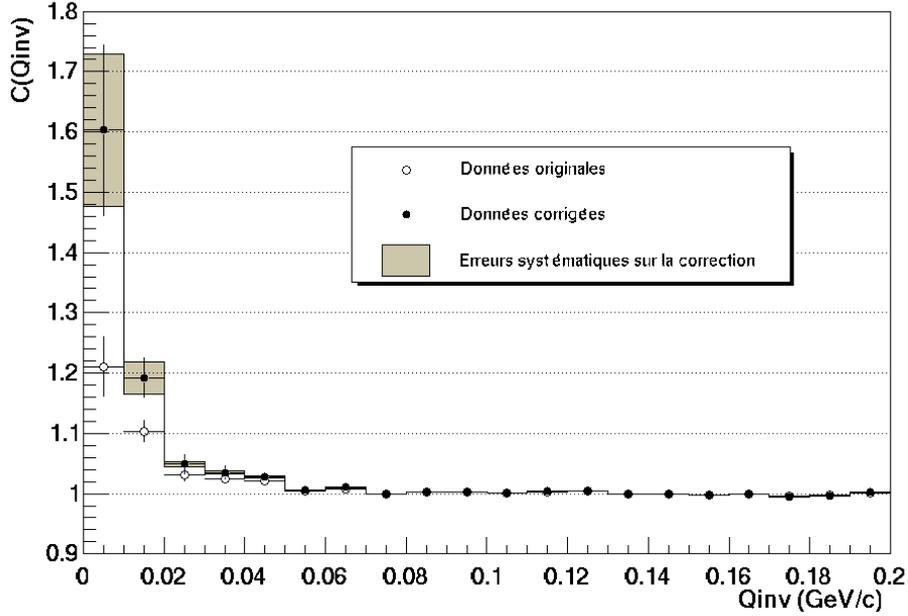


Figure 4.17 fonction de corrélation $\pi^- - \pi^+$ corrigée.

4.4 Rapport des distributions en masse transverse π^- sur π^+

4.4.1 Mesures

Les distributions en masse transverse des π^- sont construites dans le bras 1 alors que celles des π^+ le sont dans le bras 2. Toutefois, il serait difficile de tirer des conclusions en effectuant le rapport de ces deux distributions. En effet, elles ne couvrent pas le même domaine de rapidité et elles ne sont pas affectées par les mêmes effets de détection. Pour construire les rapports des masses transverses, nous avons utilisé des données où le champ magnétique est inversé. Les π^+ peuvent ainsi être mesurés dans le premier bras et les π^- dans le second bras. Il est alors possible de construire pour chaque spectromètre les distributions en masse transverse des pions négatifs et positifs. Deux rapports peuvent être extraits. Ils constituent deux mesures indépendantes.

Il est cependant nécessaire de s'assurer que les conditions expérimentales ne se sont pas modifiées au cours du temps. En effet, la prise de données des événements en champ inversé correspond à une durée de trois jours. Le reste des données a été collecté sur plusieurs semaines. Il est nécessaire de vérifier la stabilité de la distribution en masse transverse au cours du temps. Nous avons alors segmenté cette distribution en trois parties : $0 < m_T < 0.1$ GeV, $0.1 < m_T < 0.3$ GeV, et $m_T > 0.3$ GeV. Nous avons alors étudié la variation de la fraction du nombre de pions reconstruits dans chaque domaine de masse transverse en fonction du numéro de run. Nous avons pu établir que ces fractions sont stables dans une limite de 5%.

Après avoir vérifié la stabilité des distributions en masse transverse, nous avons construit les rapports dans chacun des spectromètres. Ils sont normalisés à un pour des masses transverses supérieures à 300 MeV. Les résultats que nous avons obtenus sont représentés sur la figure 4.18. Les courbes obtenues sont compatibles l'une avec l'autre.

Toutefois, le rapport extrait avec le premier bras croit jusqu'à 1.23 contre 1.18 pour le second bras. Dans les deux cas, les courbes commencent à s'écarter de un pour des masses transverses inférieures à 250 MeV.

Il est important de noter que la principale source d'erreur statistique provient de la région où les distributions sont normalisées. En effet nous disposons de beaucoup moins de statistique pour les masses transverses supérieures à 300 MeV. Sur la figure 4.18, nous avons ajouté quadratiquement l'erreur de normalisation à tous les points de masse transverse inférieure à 300 MeV.

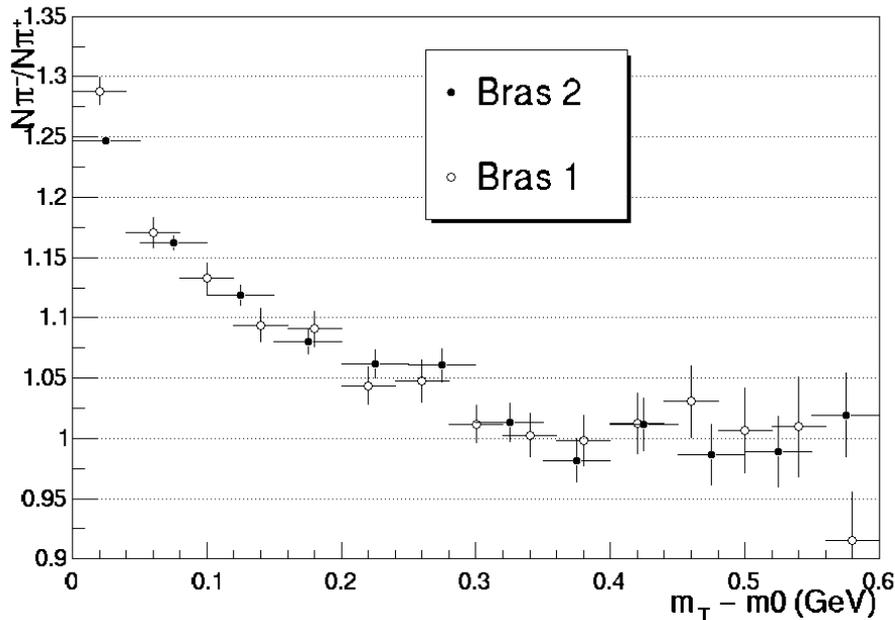


Figure 4.18 Rapports π^- sur π^+ en fonction de la masse transverse mesurés dans les deux spectromètres de WA98.

4.4.2 Effet de la méthode de détection

Au chapitre suivant nous allons interpréter les données en terme de processus d'émission des pions primaires soumis à l'interaction coulombienne. Avant cela, il est nécessaire de considérer les phénomènes qui pourraient affecter le rapport du nombre de π^- sur π^+ . Nous avons identifié deux types de contribution : la première tend à réduire le rapport alors que la seconde l'augmente.

La résolution en impulsion des spectromètres se traduit par une erreur sur la mesure de la masse transverse. La résolution sur la masse transverse est estimée à partir des simulations. Elle suit la relation :

- $\Delta m_T = 5 \text{ MeV} + 0.05 m_T$ dans le premier bras
- $\Delta m_T = 4 \text{ MeV} + 0.07 m_T$ dans le second bras.

La résolution en impulsion atténue les variations du rapport en fonction de la masse transverse. En particulier, elle limite la hauteur qu'il peut atteindre. Les électrons ou positrons mal identifiés et les pions émis par les K^0_s réduisent aussi le rapport. En effet ils

contribuent à part égale aux nombres de pions positifs et négatifs.

Dans les collisions d'ions lourds au SPS, le potentiel chimique baryonique est non nul au niveau de la rapidité du centre de masse. Il favorise alors la production de baryons par rapport aux anti-baryons. Beaucoup plus de baryons étranges que d'anti-étranges sont produits. Les désintégrations qui entraînent la production de pions sont résumées sur le tableau 4.5. Nous y avons aussi inclus les Σ^0 , Ξ^0 , $\bar{\Sigma}^0$, $\bar{\Xi}^0$ qui entraînent la production d'un pion à travers la désintégration des lambdas qu'ils produisent.

<i>Source de π^-</i>	<i>Source de π^+</i>	<i>Rapport d'embranchement</i>	<i>Impulsion en excès</i>	<i>$c\tau$</i>
$\Lambda \rightarrow p + \pi^-$	$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} + \pi^+$	63.90%	101 MeV/c	7.89 cm
$\bar{\Sigma}^+ \rightarrow \bar{n} + \pi^-$	$\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$	48.31%	185 MeV/c	2.40 cm
$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$	$\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n} + \pi^+$	99.85%	193 MeV/c	4.43 cm
$\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$	$\bar{\Xi}^- \rightarrow \bar{\Lambda} + \pi^+$	99.90%	139 MeV/c	4.91 cm
$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$	$\bar{\Sigma}^0 \rightarrow \bar{\Lambda} + \gamma$	100.00%	–	$2.2 \cdot 10^{-9}$ cm
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda + \pi^0$	$\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda} + \pi^0$	99.54%	–	8.71 cm

Table 4.5 Désintégration des baryons étranges en π^+ et π^- .

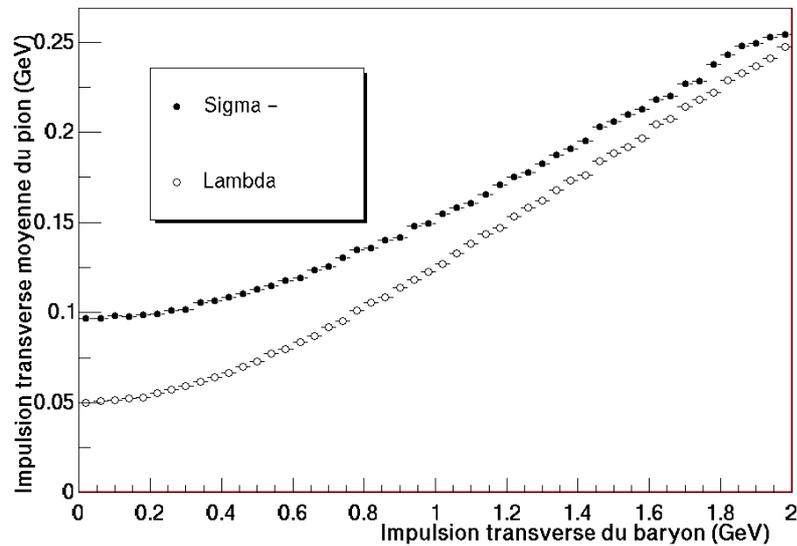


Figure 4.19 Impulsion transverse moyenne des pions émis lors de la désintégration de lambda et de sigma dont l'impulsion longitudinale est nulle

Dans le tableau 4.5, nous avons aussi précisé l'impulsion que les particules émises gagnent à cause de l'excès de masse. Sur la figure 4.19, nous avons représenté l'impulsion transverse moyenne des pions produits lors de la désintégration d'un Λ et d'un Σ^- ayant une impulsion longitudinale nulle. L'impulsion que les pions emportent est faible car leur masse est petite comparée à celles des autres particules avec lesquelles ils sont émis.

La désintégration des baryons étranges et anti-étranges va donc conduire à la production d'un excès de π^- par rapport aux π^+ à faible masse transverse. Afin d'estimer cette contribution nous avons utilisé les simulations de détecteur effectuées à partir des modèles RQMD et NEXUS. Les rapports que nous avons obtenus sont représentés sur la figure 4.20.

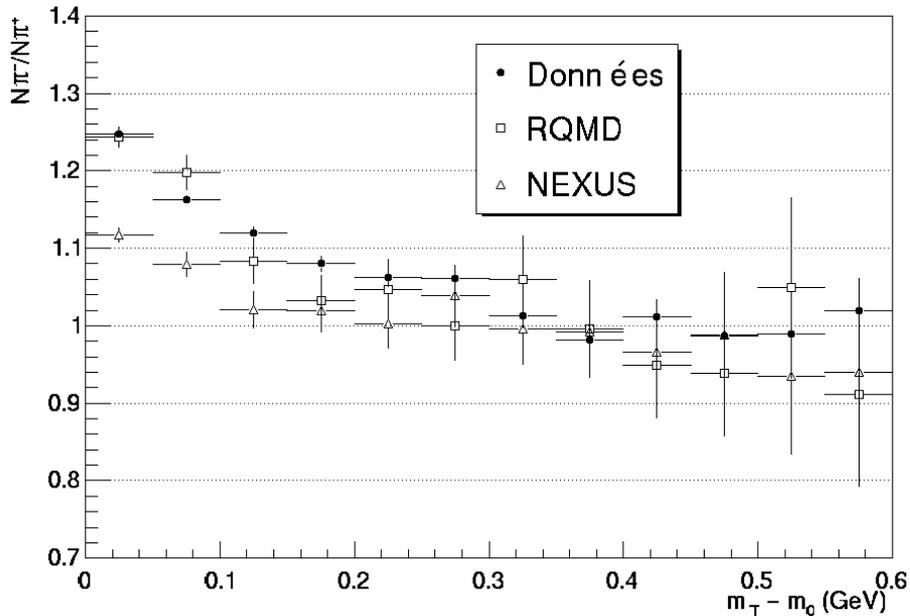


Figure 4.20 Comparaison entre le rapport π^- sur π^+ mesuré dans le second bras de trajectographie avec les prédictions des modèles. Ces prédictions n'incluent aucun effet coulombien.

Le modèle RQMD surestime les données alors que NEXUS les sous-estime. La différence entre ces deux modèles provient principalement de leur taux de production de baryons étranges. Nous avons représenté sur la figure 4.21 pour RQMD et 4.22 pour NEXUS, les contributions relatives des différentes sources de pions non primaires. Nous les avons classées en deux catégories :

- le fond constitué par toutes les sources qui contribuent de manière égale au nombre de pions positifs et négatifs.
- les désintégrations de (anti-)baryons étranges qui modifient la forme du rapport.

Les prédictions des modèles sont similaires en ce qui concerne le fond. Les différences proviennent principalement d'un plus fort taux de production des K_s^0 dans RQMD. En revanche leurs prédictions du nombre de pions issus de baryons étranges diffèrent par un facteur 1.5. Cette différence explique pourquoi les deux modèles prédisent des rapports π^- sur π^+ différents.

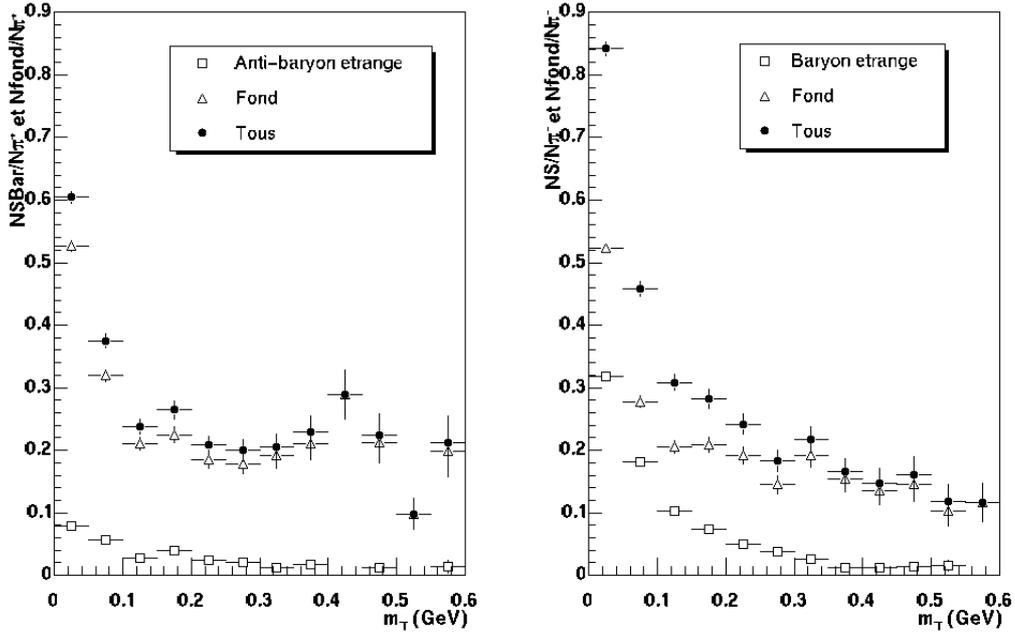


Figure 4.21 Contamination des pions primaires dans le modèle RQMD. Le fond est principalement dû aux désintégrations de K^0_s et aux e^-/e^+ issus de π^0 .

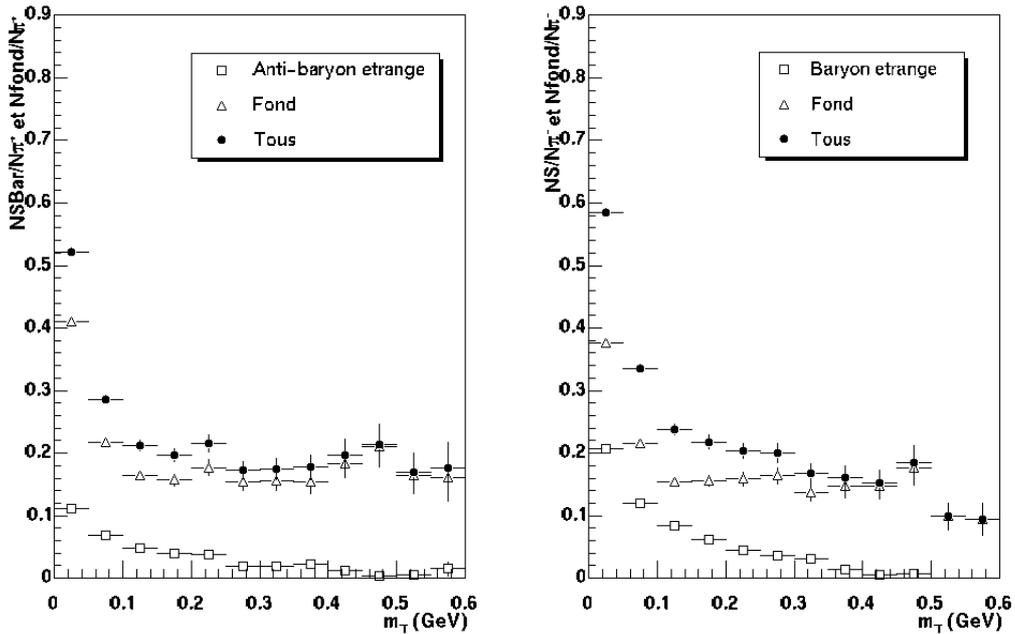


Figure 4.22 Contamination des pions primaires dans le modèle NEXUS

Pour tenter de valider les prédictions d'un modèle par rapport à l'autre nous avons utilisé les mesures de taux de production effectuées par les collaborations NA49[37] et WA97[15]. Les comparaisons entre les prédictions des modèles et ces données sont représentées sur la figure 4.23. L'incertitude sur les mesures est importante. La valeur obtenue par l'expérience WA97 est à priori la plus sûre. Les mesures effectuées par le détecteur VT2 de l'expérience NA49 sont considérées comme suspectes par leur auteur.

Compte-tenu des incertitudes dans les mesures il est difficile de décider quel modèle se compare le mieux aux données. Dans ces conditions nous devons considérer leurs prédictions comme potentiellement valides. De plus, pour réellement contraindre les modèles il serait nécessaire de mesurer le taux de production des Σ^+ . En effet, la source principale de π^+ issus de (anti-)baryons étranges n'est pas la désintégration de $\bar{\Lambda}$ mais de Σ^+ . Cependant cette particule n'est étudiée dans aucune des expériences auprès du SPS car elle émet un neutron.

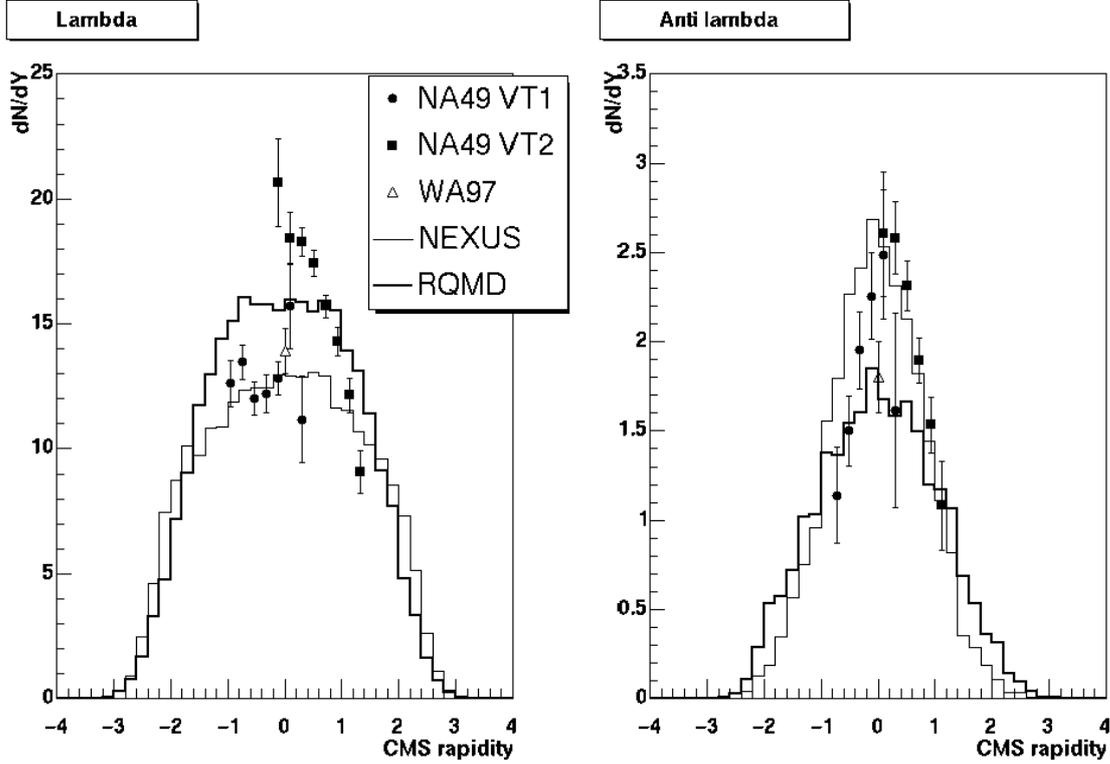


Figure 4.23 Distribution en rapidité des lambdas et anti-lambdas

L'extraction de la contribution de l'interaction coulombienne dans le rapport π^- sur π^+ en fonction de la masse transverse est compromise par le fait que le rôle des désintégrations des baryons étranges ne peut être estimé avec précision. Cependant, nous pouvons extraire une limite supérieure de l'influence de l'interaction coulombienne sur le rapport. Il est nécessaire de supprimer la contribution des pions secondaires du rapport π^- sur π^+ expérimental. Pour effectuer cette correction, nous pouvons définir que :

$$R = \frac{N_{\pi^- \text{ primaire}} + N_{\text{fond } \pi^-}}{N_{\pi^+ \text{ primaire}} + N_{\text{fond } \pi^+}} = \frac{C_- N_{\pi^- \text{ primaire sans coulomb}} + N_{\text{fond } \pi^-}}{C_+ N_{\pi^+ \text{ primaire sans coulomb}} + N_{\text{fond } \pi^+}} = \frac{C_- N_- + N_{F-}}{C_+ N_+ + N_{F+}}$$

R est la rapport π^-/π^+ mesuré dans un intervalle de m_T donné. N_{F-} et N_{F+} correspondent au nombre de particules identifiées comme des pions mais qui ne sont pas des pions primaires. Les coefficients C_- et C_+ sont les changements de population des pions dans un intervalle de masse transverse introduits par l'interaction coulombienne. Par

construction nous posons que dans chaque intervalle de m_T : $N_- / N_+ = 1$

Pour obtenir une estimation de l'effet de l'interaction coulombienne nous devons supprimer une des deux variables C_- et C_+ . Nous posons alors que :

$$C_- = \frac{1}{C_+} = \frac{1}{C}$$

Cette approximation n'est justifiée que si l'interaction coulombienne agit de manière symétrique sur les π^- et les π^+ . Ce n'est vrai que lorsque l'interaction coulombienne ne modifie pas de manière importante les trajectoires des particules. Le calcul classique de l'interaction coulombienne que nous détaillerons dans le chapitre suivant montre que cette hypothèse est valide. En effet, la figure 5.4 montre que les changements d'impulsion induits sur les π^- et les π^+ par l'interaction coulombienne diffèrent par moins de 10%.

Lorsque le rapport n'est construit qu'avec des pions primaires $R = C^2$. Lorsque ce n'est pas le cas :

$$R = \frac{C N_- + N_{F-}}{N_+ / C + N_{F+}} \quad \text{d'où l'équation du second degré suivante peut être extraite :}$$

$$C^2 + C \left(\frac{N_{F-}}{N_-} - R \frac{N_{F+}}{N_+} \right) - R = 0$$

Dans chaque intervalle de m_T , le rapport corrigé correspond alors à la solution positive élevée au carré (C^2). La normalisation du rapport pour les masses transverses supérieures à 300 MeV, impose de considérer comme nul l'impact de l'interaction coulombienne dans cette zone.

Dans notre étude nous considérons que le rapport n'est affecté que par la désintégration des baryons étranges et par l'interaction coulombienne. D'autres phénomènes ont été proposés comme par exemple l'hadronisation d'un plasma de quarks et de gluons [38]. Notre méthode de correction peut ne pas être adaptée à leur étude car elle repose sur la supposition que les spectres des pions positifs et négatifs sont modifiés de la même manière.

Sur la figure 4.24, nous avons représenté le rapport corrigé à partir des prédictions de NEXUS en ce qui concerne la contribution des hypérons étranges. Le rapport ainsi obtenu correspond à la contribution maximale que l'interaction coulombienne peut avoir sur le rapport. L'impact de la désintégration des (anti-)baryons étranges sur le rapport est en effet nettement plus faible dans NEXUS que dans RQMD ce qui nécessite une contribution de l'interaction coulombienne plus importante. Par ailleurs, le rapport obtenu avec RQMD montre que la désintégration des baryons étranges pourrait expliquer à elle seule l'excès de π^- sur π^+ au faible masse transverse. Dans ces conditions, l'impact de l'interaction coulombienne sur le rapport peut être délimité sur une zone (dite permise) comprise entre le rapport corrigé à partir des prédictions de NEXUS et une contribution nulle qui correspond à un rapport égal à un quelque soit m_T .

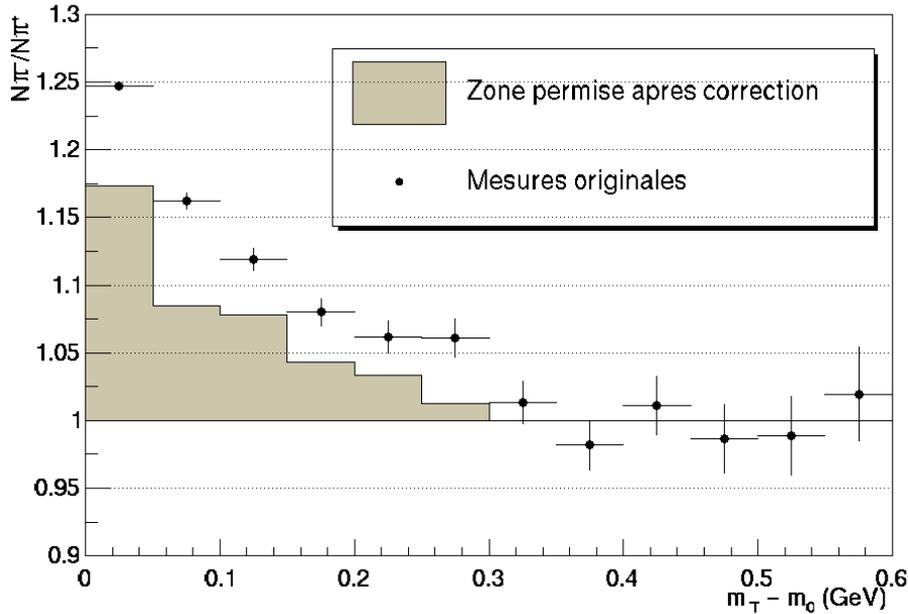


Figure 4.24 Zone permise pour l'interaction coulombienne après correction de la contribution des hyperons étranges.

4.5 Conclusions

A l'aide des spectromètres de l'expérience WA98, nous avons effectué des mesures qui sont reliées à la distribution des positions d'émission des pions. Les simulations des détecteurs nous ont permis de prendre en compte l'impact du système de détection sur ces mesures. Dans le chapitre suivant, nous allons comparer les résultats expérimentaux aux prédictions des modèles en prenant en compte les effets de détection. Nous allons tenter de tirer des conclusions sur les processus d'émission des pions.

La fonction de corrélation $\pi^- - \pi^+$ que nous avons extraite de l'étude de nos données est en accord avec les mesures effectuées par la collaboration NA49. Une analyse quantitative de cette fonction de corrélation nécessite la connaissance précise de la fraction de paires construites avec des pions primaires. Les erreurs systématiques sur cette estimation sont importantes dans notre analyse. Nous allons alors nous contenter d'étudier la fonction de corrélation $\pi^- - \pi^+$ de façon qualitative en la comparant aux prédictions de modèles.

Nous pouvons tirer une conclusion qualitative sur l'étude du rapport π^- sur π^+ en fonction de la masse transverse. Nous avons montré que la désintégration des baryons étranges était responsable pour une large part de l'excès du nombre de π^- par rapport au nombre de π^+ . L'impact de l'interaction coulombienne sur ce rapport est donc faible. Cette conclusion est en contradiction avec les résultats publiés par la collaboration NA44 [39] et les nombreuses interprétations qui en ont été données (par exemple [40]).

Expérimentalement, il est possible de supprimer la majeure partie de la contribution des (anti-)baryons étranges. En effet, ils se désintègrent à une certaine distance du point de

collision. A l'aide d'un détecteur capable d'identifier les particules dont l'origine ne se situe pas au point de collision, il est possible de supprimer les particules issues de désintégration de résonances. Les spectromètres de l'expérience WA98 n'avaient pas cette capacité. En revanche, l'expérience NA49 devrait pouvoir réaliser une telle mesure.

L'étude des rapports K^- sur K^+ devrait aussi permettre d'étudier l'influence de l'interaction coulombienne. En effet, ces particules sont très rarement issues de désintégration de résonances. Le rapport sera alors dominé par l'interaction coulombienne. Cependant, la plus grande masse de kaons les rend moins sensible à cette interaction.